

## КРИТИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ В ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛАЗМЕ $n$ -InSb ПРИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

И. Н. Котельников, А. Я. Шульман

В области температур  $4,5 < T < 12^\circ\text{K}$  обнаружен значительный низкочастотный токовый шум в образцах  $n$ -InSb с концентрацией электронов  $n = (10^{13} \div 10^{14}) \text{ см}^{-3}$ . Шум носит объемный характер и, ввиду заметной неидеальности электронного газа при выбранных температурах и концентрациях электронов, возможно, свидетельствует о существовании флуктуаций типа критических в неидеальном электронном газе.

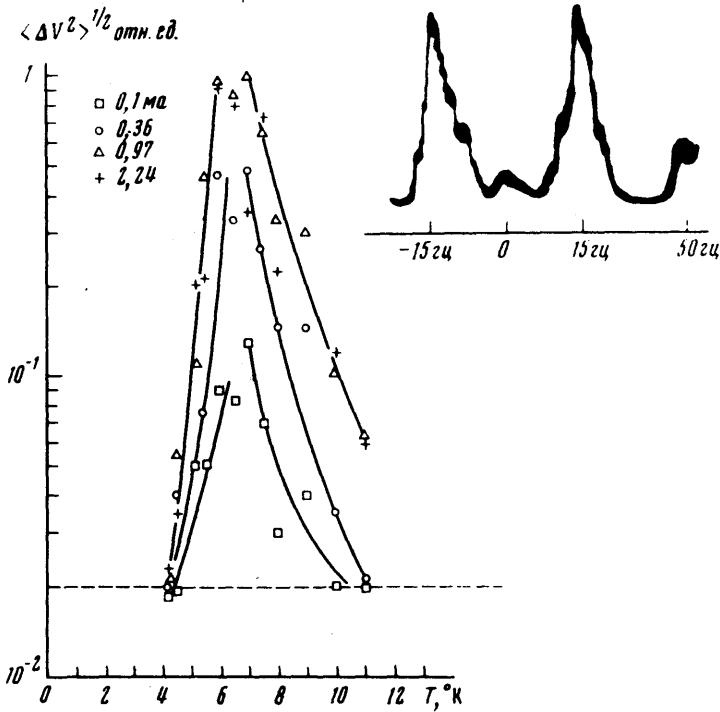
Образцы, вырезанные из монокристаллического  $n$ -InSb, монтировались в медной капсуле на конце штанги из нержавеющей стали и помещались внутрь транспортного джара с жидким гелием. Это позволяло, перемещая штангу в парах гелия, менять температуру образцов от  $4,2$  до  $20^\circ\text{K}$ . Температура в капсуле измерялась термометром на основе сопротивления Allan Bradley. Через образцы пропускался постоянный ток, причем сопротивление балласта в  $20 \div 100$  раз превышало сопротивление образцов. Переменное шумовое напряжение подавалось на вход резонансного усилителя У2-6 (ширина полосы  $2 \text{ иц}$ ), а затем на анализатор спектра С4-12. Последний позволял визуально отделить измеряемый в диапазоне  $15 \div 30 \text{ иц}$  шумовой сигнал от наводки  $50 \text{ иц}$ , которая была сравнима с величиной сигнала (см. рисунок).

Температурная зависимость среднеквадратичного шумового напряжения на частоте  $20 \text{ иц} < \Delta V^2 >_{20 \text{ иц}}^{1/2}$  для образца с  $n = 2,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  показана на рисунке. Максимальное измеренное значение  $< \Delta V^2 >^{1/2}$  было порядка  $30 \text{ мкв}$  (при  $\Delta f = 2 \text{ иц}$ ). Обращает на себя внимание резкий рост шума при приближении к температуре  $T_c \approx 7^\circ\text{K}$ . Независимость  $T_c$  от величины протекающего через образец тока позволяет думать, что эта температура является характерной и для термодинамических функций образца.

Обнаруженный шум зависит немонотонно не только от температуры образца, но и от величины постоянного тока  $I$  при фиксированной температуре. В области малых токов, соответствующих линейному участку вольт-амперной характеристики, величина  $< \Delta V^2 >$  оказалась пропорциональной  $I^2$ . На основании этого мы предположили, что наблюдаемый шум есть следствие флуктуаций проводимости образца. Эти флуктуации не связаны с флуктуациями сопротивления контактов, так как экспериментально установлена линейная зависимость  $< \Delta V^2 >^{1/2}$  от длины той части образца, с которой снималось шумовое напряжение. Контактные шумы при измерениях в режиме постоянного тока не должны давать такой зависимости [1, 2].

Частотный спектр шума детально не исследовался, однако можно указать, что с повышением частоты  $f$  шум резко падает и уже на

70  $\mu\text{c}$  при всех значениях  $T$  и  $I$  он был меньше уровня шумов аппаратуры. Во всех случаях, когда делалась оценка частотной зависимости шума, получалось падение  $\langle \Delta V^2 \rangle_f$  с ростом  $f$  не медленнее, чем  $f^{-4}$ .



Зависимость шумового напряжения от температуры образца при различных значениях постоянного тока. Токи 0,1 и 0,36  $\text{ма}$  отвечают линейному участку вольт-амперной характеристики. Пунктиром отмечен уровень шумов аппаратуры. В правом верхнем углу показан вид осциллограммы на экране анализатора спектра

В связи с обнаружением такого низкочастотного шума интересно упомянуть здесь о наблюдаемом при  $4,2^\circ\text{K}$  в  $n\text{-InSb}$  [3] большом (порядка  $\text{мсек}$ ) времени установления проводимости после включения импульса тока, которое было намного больше измерявшегося в этой работе времени релаксации энергии электронов ( $\sim 100 \text{нсек}$ ). Этот факт имел место при  $n = (2 \div 8) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и остался необъясненным.

Качественно похожая зависимость шума от  $T$  и  $I$  наблюдалась нами и на другом образце с  $n = 2,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . По абсолютной величине максимальное значение среднеквадратичного напряжения шума было примерно в четыре раза меньше, а температура  $T_c$  несколько ниже ( $\sim 6,5^\circ\text{K}$ ).

Характер температурной зависимости, большая величина измеренного шума (для сравнения укажем, что при сопротивлениях образцов 10 – 100  $\text{ом}$  джонсоновский шум на четыре – пять порядков меньше наблюдаемого) наводят на мысль, что в данном случае проявляются

критические флуктуации типа тех, которые обычно имеют место вблизи точек фазового перехода второго рода и критической точки жидкости [4 - 6]. В качестве возможной причины, обуславливающей существование критического состояния в рассматриваемом случае, можно указать на заметную неидеальность электронного газа в исследованных образцах.

В наших образцах суммарная концентрация донорной и акцепторной примесей  $N \gtrsim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , а малая концентрация электронов связана с большой компенсацией. Из-за малой эффективной массы электронов ( $m^* = 0,014 m_0$ ) и большой диэлектрической проницаемости кристалла ( $\kappa = 17$ ) боровский радиус  $a$  в  $n\text{-InSb}$  велик, так что при  $N \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$  имеем  $Na^3 \gtrsim 1$ . Это неравенство означает, что отдельные центры не образуют связанных состояний для электронов. Но в условиях сильной компенсации ( $n \ll N$ ) одновременно будет выполняться неравенство  $na^3 \ll 1$ , которое указывает на неидеальность такого электронного газа при  $T = 0$  из-за межэлектронного взаимодействия. Эта неидеальность сохраняется и при (не слишком высоких) отличных от нуля температурах. В случае невырожденного газа параметр неидеальности  $r_s$  имеет вид [7]

$$r_s = e^2 (4\pi n / 3)^{1/3} / \kappa T. \quad (1)$$

При  $n = 2,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $T > 4^\circ \text{K}$  электронный газ в  $\text{InSb}$  невырожден, и из (1) следует  $r_s \approx 4,7/T^\circ$ , т. е. в рабочей области температур электроны заметно неидеальны.

Чтобы убедиться, что эта неидеальность может привести к нарастанию макроскопических (т. е. длинноволновых) флуктуаций плотности, применим феноменологическую теорию флуктуаций вблизи критической точки в форме Ландау [7]. Воспользовавшись формулой для плотности свободной энергии  $F$  невырожденного газа, в которой учтено в первом приближении электрон-электронное взаимодействие [8], и приравняв  $\partial^2 F / \partial n^2$  нулю получим уравнение, связывающее критическую концентрацию  $n_c$  и  $T_c$

$$r_s(n_c, T_c) = 4/\sqrt{3}.$$

Из (2) при  $n = 2,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  для  $T_c$  получается значение примерно в три раза меньшее  $7^\circ \text{K}$ . Поскольку использованное выражение для  $F$  получено разложением в ряд по параметру неидеальности и не учитывает обменных поправок (в нашем случае уже сравнимых с дебаевскими), то количественного согласия и не следовало ждать. Однако эта теоретическая оценка представляется нам обнадеживающей. Заметим, что аналогичная процедура дает правильный порядок  $T_c$ , например, в случае газа Ван-дер-Ваальса.

Пока трудно сказать уверенно, в какое состояние переходит электронный газ после пересечения критической точки. Начиная с работ Вигнера, неоднократно рассматривалась возможность существования при  $T = 0$  неидеального электронного газа в однородном нейтрализующем фоне в виде "электронного кристалла" (см. ссылки в [9]), обра-

зованного пространственно локализовавшимися вследствие взаимного кулоновского отталкивания электронами. Свойства невырожденного электронного газа при  $r_s \approx 1$  изучены меньше. Однако исследование этого вопроса на примере газа классических ионов в нейтрализующем фоне методом машинного эксперимента [10] показало, что при  $r_s \geq 2$  зависимость парной функции распределения  $g_2$  от расстояния между ионами становится осциллирующей, т. е. в газе заряженных частиц устанавливается ближний порядок, характерный для жидкости. Неидеальный электронный газ, конечно, отличается от неидеального газа классических ионов, однако и для вырожденного газа расчет показывает [9] наличие осцилляций у  $g_2$  при  $r_s \geq 4$ , т. е. задолго до образования вигнеровского кристалла. Поэтому можно предположить, что "самолокализация" электронов, характерная для электронного кристалла, происходит еще до образования последнего, при меньших значениях параметра неидеальности. При "кристаллизации" же возникает лишь упорядоченное расположение центров локализации. Тогда в качестве возможного состояния неидеального электронного газа после перехода через критическую точку можно принять "электронную жидкость", образованную "локальными" электронами<sup>1)</sup>.

Мы хотели бы поблагодарить Ш.М.Когана и Т.М.Лифшица за поддержку работы и многочисленные дискуссии, А.А.Веденова и Л.В.Келдыша за полезное обсуждение, Э.Э.Годика и В.В.Романовцева за содействие в постановке эксперимента, а также А.Ф.Волкова за дружеское внимание.

Институт радиотехники  
и электроники  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
31 марта 1972г.

### Литература

- [ 1 ] Д.Н.Мирлин. Электрические флуктуации в полупроводниках, Сб. Полупроводники в науке и технике, ред. А.Ф.Иоффе, Изд. АН СССР, 2, 1958.
- [ 2 ] А.Ван-дер-Зил. Флуктуационные явления в полупроводниках. М., ИИЛ, 1961.
- [ 3 ] J.P.Maneval, A.Zylbersztein, H.F.Budd. Phys. Rev. Lett., 23, 848, 1969.
- [ 4 ] A.Münster. "Critical Fluctuations", in Fluctuation phenomena in solids, ed by R. Burgess, Acad. Press, 1965.
- [ 5 ] M.S.Green. An Introduction to "Critical phenomena" ed by M.S. Green and J.V.Sengers, Washington, 1966.

<sup>1)</sup> Конечно, кулоновское дальнее действие приводит к некоторым отличиям от случая критической точки простой жидкости, в частности, к изменению формулы Орнштейна — Цернике для спектра флуктуаций плотности. Но и в электронном газе будет иметь место значительный рост макроскопических флуктуаций при близких к единице значениях  $r_s$ .

- [ 6 ] Р.Браут. Фазовые переходы М., Изд. Мир, 1967.
- [ 7 ] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика, М., ФМ, 1964.
- [ 8 ] А.А.Веденов. Вопросы теории плазмы, ред. М.А.Леонтович, М., Госатомизд, 1, 1963.
- [ 9 ] Н.Марч, У.Янг, С.Сампантхар. Проблема многих тел в квантовой механике, М., Изд. Мир, 1969.
- [ 10 ] S.G.Brush, H.Sahlin, E.Teller, J. Chem. Phys., 45, 2102, 1966.
-